ENTWICKLUNG EINES EINFACHEN ELEKTRONENSTRAHLERZEUGUNGSSYSTEMS MIT FELDEMISSIONSKATHODE UND DIE UNTERSUCHUNG DER CHARAKTERISTISCHEN EIGENSCHAFTEN DIESER ANORDNUNG

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Friedrich Vorster
aus Göppingen

1975

1974

75 223

ENTWICKLUNG EINES EINFACHEN ELEKTRONENSTRAHLERZEUGUNGSSYSTEMS MIT FELDEMISSIONSKATHODE UND DIE UNTERSUCHUNG DER CHARAKTERISTISCHEN EIGENSCHAFTEN DIESER ANORDNUNG

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Friedrich Vorster
aus Göppingen

1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung : 20. Dezember 1974

Dekan :	Professor Dr. K. Wildermuth
1. Berichterstatter :	Professor Dr. R. Speidel
2. Berichterstatter :	Professor Dr. G. Möllenstedt

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Aufbau des Strahlerzeugungssystems	1
3.	Der Einfluß der Druckstufe auf das Vakuum im Kathodengehäuse	3
4.1	Zur Stabilität der Feldemission	5
4.2	Die elektrische Versorgung	5
4.3	Der "Remolding"-Prozeß	8
4.4	Stabilität des Sondenstromes	11
4.5	Einfluß des Remolding-Prozesses auf die Emission	11
5.	Biprismainterferenzen	17
6.1	Energieverteilungen von Feldelektronen bei Raumtemperatur	20
6.2	Energieverteilung in Abhängigkeit von der Spitzentemperatur	27
7.	Zusammenfassung	31
8.	Literatur	32

1. Einleitung

Eine stabile Feldemissionskathode für die hochauflösende Durchstrahlungs- und Rasterelektronenmikroskopie, um nur zwei der häufigsten Anwendungsgebiete zu nennen, ist für den Elektronenoptiker von besonderer Bedeutung. Der Vorteil liegt in dem hohen Richtstrahlwert von 10^7 bis 10^8 Amp/cm^{2}sr und der geringen Energiebreite der Elektronen. Vor einigen Jahren ist es A. V. Crewe und seinen Mitarbeitern [1] gelungen, die Elektronen-Feldemission als Elektronenquelle in ein Rastermikroskop einzusetzen. Die Schwierigkeit, eine stabile Feldemission zu erreichen, liegt darin, daß der quantenmechanische Tunneleffekt sehr empfindlich von der Feldstärke und der Austrittsarbeit abhängt [2] . Für eine stabile Feldemission müssen daher diese Größen innerhalb sehr enger Toleranzen konstant gehalten werden.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Elektronenstrahl-Erzeugungssystem mit Feldemissionskathode entwickelt. Sie berichtet sowohl über die charakteristischen Eigenschaften des Elektronenstrahl-Erzeugungssystems, welches sich von den bisher bekannten Anordnungen [3, 4, 5] unterscheidet, als auch über die Leistungsfähigkeit wie Stabilität und Energieverteilungen der Elektronen.

2. Aufbau des Strahlerzeugungssystems

In Abb. 1 ist die Schnittzeichnung der Feldemissionsquelle wiedergegeben. Mittels des Hochvakuumflansches 7 kann das Kathodengehäuse auf eine in unserem Institut übliche elektronenoptische Anordnung, die im Druckbereich von $p = 10^{-5}$ Torr arbeitet, aufgesetzt werden. Die 100 µm Blende 5 unmittelbar unterhalb der Anode 4 trennt den Hochvakuumbereich vom UHV-Bereich des Kathodenraumes. Das Schiebeventil 6 mit Viton-

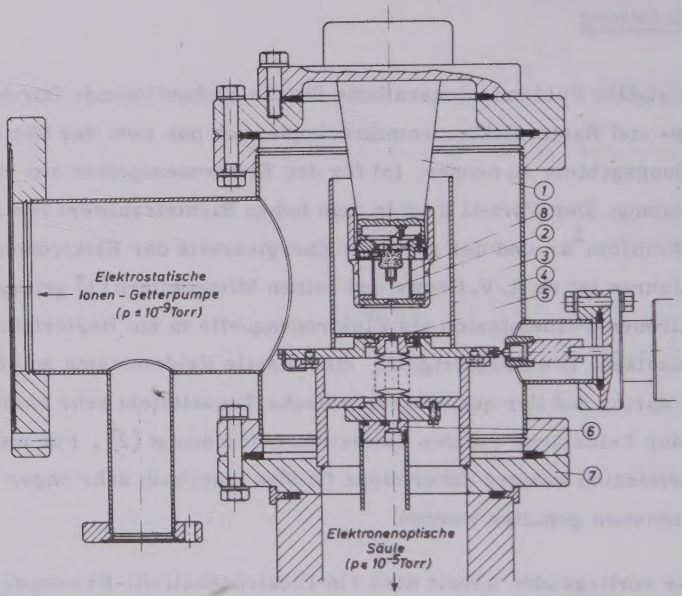


Abb. 1: Die Feldemissionskathode mit Druckstufe und Schiebeventil

dichtung gestattet, den Kathodenraum von der elektronenoptischen Säule abzutrennen, ohne dadurch das Ultrahochvakuum im Kathodenraum zu beeinflussen. Diese Möglichkeit, die beiden Vakuumräume unabhängig voneinander belüften zu können, hat sich in der Praxis als sehr nützlich herausgestellt. Da man bei einer Experimentieranordnung häufig gezwungen ist, in der elektronenoptischen Säule Bauelemente auszuwechseln, wird durch das Ventil die Unterbrechung der Experimentierzeit auf ein Minimum reduziert. Die Feldemissionskathode 2 und die erste Beschleunigungselektrode 3 sind über den Hochspannungsisolator 1 der Firma Varian mit dem Kathodengehäuse fest verbunden. Dies bedingt eine lichtoptische Justierung der Spitze der Kathode zur Bohrung in der ersten Beschleunigungselektrode 3 . Der unmittelbar von Elektronen aus der Feldemissionsspitze beaufschlagte Teil der ersten Beschleunigungselek-

trode 3 kann ausgewechselt und durch verschiedene Materialien ersetzt werden. Die Elektrodenformen haben eine von Monro[6] vorgeschlagene Geometrie. Die Anode 3 dient mit der Anodenhalterung zusammen als Faraday-Käfig. Die Anode 4 , welche gleichzeitig als Abschirmzylinder für magnetische Wechselfelder dient, besteht aus Hyperm 766 und läßt sich mittels zwei Mikrometerschrauben von außen horizontal verschieben. Zwischen der Absaugelektrode 3 und der Spitzenkathode 2 ist noch ein zusätzlicher Abschirmzylinder vorgesehen. Das Kathodengehäuse wird durch die "Electro Ion Pump" Typ 220 der Firma Granville Phillips auf ein Endvakuum zwischen $2 \cdot 10^{-9}$ bis $5 \cdot 10^{-10}$ Torr evakuiert. Die Saugleistung der Ionengetterpumpe für N_2 beträgt nach Angabe der Firma im Druckbereich 10^{-7} bis 10^{-10} Torr 1600 Lit./sec. Im Enddruckbereich wird die Pumpe als Ionen-Pumpe betrieben.

3. Der Einfluß der Druckstufe auf das Vakuum im Kathodengehäuse

In Abb. 2 wird der Verlauf des Druckes im Kathodengehäuse der Feldemissionskathode als Funktion des Druckes in der Mikroskopsäule gezeigt. Der Druckverlauf in den ersten drei Stunden zeigt die typischen Werte der Anlage, nachdem sie über Nacht abgeschaltet war. Als Druckstufe zwischen Mikroskopsäule und Kathodengehäuse dient eine 100 µm-Blende. Nach etwa drei Stunden wird die Saugleistung der Pumpanordnung stufenweise gedrosselt, so daß der Druck in der Mikroskopsäule auf $4 \cdot 10^{-4}$ Torr ansteigt (oberes Diagramm). Es ist kein Einfluß in dem untersuchten Druckbereich auf den Druckverlauf im Kathodengehäuse festzustellen. Eine Partialdruckanalyse im Kathodengehäuse durch ein angeschlossenes Quadrupolmassenspektrometer QMA 114 der Firma Balzers zeigte keine Abhängigkeit vom Vakuum in der angeschlossenen Mikroskopsäule an. Die folgenden Untersuchungen wurden bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-9}$ Torr durchgeführt.

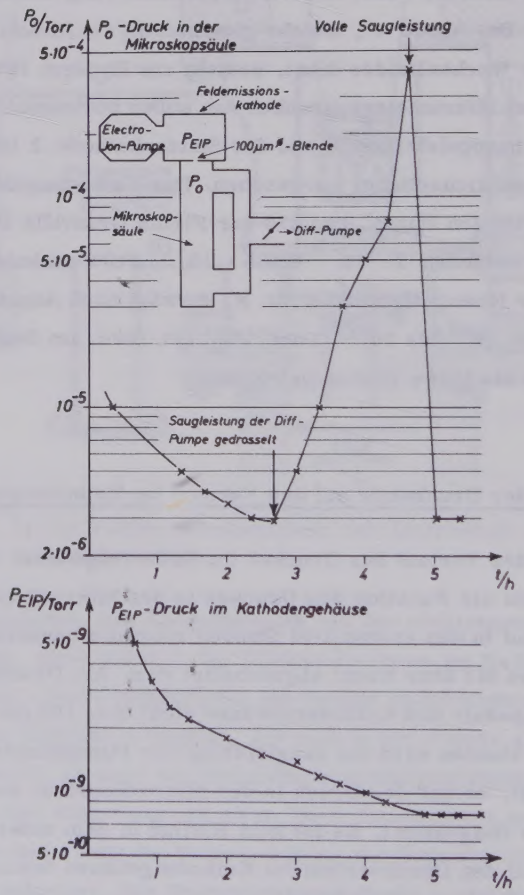


Abb. 2: Die Unabhängigkeit des Druckes im Kathodenraum vom Druck in der Mikroskopsäule

4.1 Zur Stabilität der Feldemission

Mit zunehmendem Emissionsstrom wächst die Instabilität des Elektronenstrahles. Schließlich begrenzt dieser Effekt den praktisch zu verwendenden Emissionsstrom. Die Ursachen für die Instabilität des Elektronenstromes sind: Erstens treffen auf der Kathodenspitze die durch Elektronenbeschuß auf der 1. Anode ausgelösten Ionen auf, zweitens gibt es auf Grund des Restgases Schwankungen des örtlichen Oberflächenpotentials [7], was das bekannte niederfrequente Flicker-Rauschen verursacht [3]. Für beide Ursachen ist nach den bisherigen Erfahrungen die Gasabgabe der direkt der Feldemissionsspitze gegenüberliegenden ersten Beschleunigungselektrode durch den Elektronenbeschuß maßgebend verantwortlich. Abb. 3 zeigt die Prinzipschaltung der Feldemissionskathode. Die Spitze wird aus (310) orientiertem Wolframdraht mit 100 µm Durchmesser durch Ätzen in 0,6 normaler NaOH-Lösung hergestellt. Die der Spitze in 10 mm Entfernung gegenüberliegende erste Beschleunigungselektrode mit einer Bohrung von 1 mm Durchmesser und einer Kegelsenkung von 120° ist eine mit Ti metallisierte Glasanode, die sich leicht austauschen läßt. Zwischen der Spitze und erster Beschleunigungselektrode liegt die Saugspannung U_s von 1 - 4 kV. Der Emissionsstrom I_e der Feldemissionskathode beträgt einige µA. Zwischen der ersten und der in 20 mm entfernt gelegenen zweiten Elektrode liegt die Beschleunigungsspannung U_B von 30 kV.

4.2 Die elektrische Versorgung

Aus Gründen einer noch nicht ausreichenden Hochspannungsfestigkeit ereignen sich in der Nachbeschleunigungsstrecke zwischen der 1. und 2. Anode Hochspannungsüberschläge, welche die Spitze zerstören können. Besonders groß ist die Gefahr, wenn das Ultra-Hochvakuum belüftet werden muß. Die Ursache hierfür sind Staubteilchen, die dabei in den Rezipienten gelangen. Das Addieren der Saugspannung (Abb. 3.1a) auf die

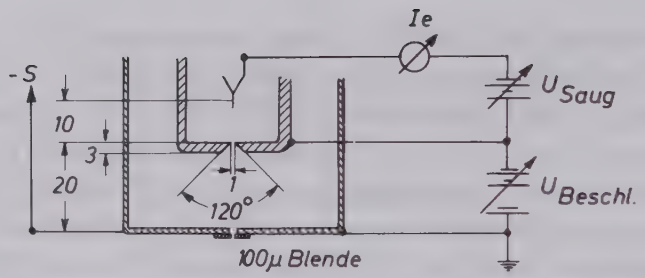


Abb. 3: Geometrie und elektrische Schaltung der Feldemissionskathode

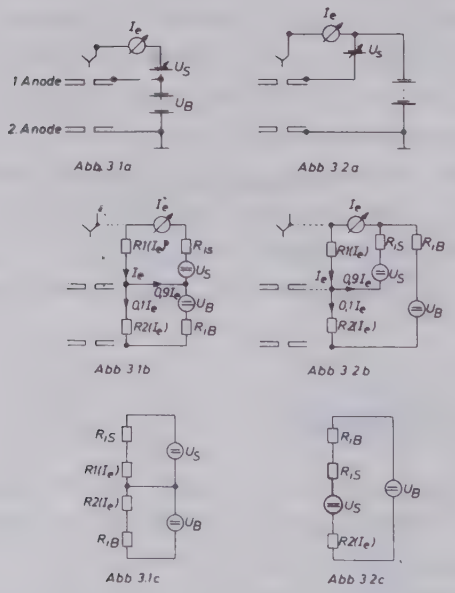


Abb. 3.1 und 3.2: Prinzipschaltungen und Ersatzschaltungen der Feldemissionskathode

Beschleunigungsspannung hat sich gegenüber dem Subtrahieren der Saugspannung (Abb. 3. 2a) als vorteilhaft für die Lebensdauer der Spitze erwiesen. Dies läßt sich an Hand der Prinzipschaltungen Abb. 3.1 a und Abb. 3.2a und der zugehörigen Ersatzschaltungen Abb. 3.1b, c und 3.2b, c erklären. Der Hauptanteil des Emissionsstromes I_e fällt auf die 1. Anode. Etwa 0,1 I_e gelangt auf die 2. Anode. Das Ohm'sche Gesetz liefert für die stromabhängigen Widerstände, die zu einer anschaulicheren Erklärung eingeführt wurden

$$R1(I_e) = \frac{U_s}{I_e} = 2 \cdot 10^9 \Omega \qquad \text{und} \qquad R2(I_e) = \frac{U_B}{0,1 I_e} = 2 \cdot 10^{11} \Omega$$

Die Innenwiderstände der Spannungsquellen betragen $R_{iS} = 100\ k\Omega$ und $R_{iB} = 68\ k\Omega$. Das Ersatzschaltbild 3.1b läßt sich in 3.1c umzeichnen. Ereigne sich nun aus irgendwelchen Gründen ein Hochspannungsüberschlag zwischen der 1. und 2. Anode, dann bewirkt dies, daß der Widerstand R2 in Abb. 3.1c niederohmig wird, was ein Zusammenbrechen der Spannung U_B bewirkt. Entscheidend für die Lebensdauer der Spitze ist aber, daß die Spannung zwischen ihr und der 1. Anode konstant bleibt. Das wird mit dieser Anordnung erreicht, denn die Spannung über R1 ändert sich nicht.

Die Spannung zwischen Spitze und 1. Anode bleibt im Falle eines Überschlags nicht konstant, wenn das sonst übliche Subtrahieren der Saugspannung erfolgt (Abb. 3.2a). Hierzu ist die Abb. 3.2b zu betrachten. Wird berücksichtigt, daß $R_{iS} \ll R1$ und $R_{iB} \ll R2$ ist, so kann R1 in Folge der Parallelschaltung mit R_{iS} vernachlässigt werden. Abb. 3.2b läßt sich dann in Abb. 3.2c umzeichnen. Ereigne sich nun wieder in der Nachbeschleunigung zwischen 1. und 2. Anode ein Überschlag, so wird wieder R2 in Abb. 3.2c niederohmig. Dies bedeutet nach dieser Abbildung, daß sich die Beschleunigungsspannung entsprechend den Widerständen an R_{iB} und R_{iS} aufteilt, wodurch sich die Spannung über R_{iS} plötzlich erhöht. Die Spannung zwischen Spitze und 1. Anode ist diese Spannung an R_{iS}. Durch diese Spannungserhöhung steigt dann die Emissionsstromdichte in

der Spitze entsprechend der Fowler-Nordheim-Gleichung

$$j = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{F^2}{\phi \cdot t^2(y)} \exp\left(-6,83 \cdot 10^7 \frac{\phi^{\frac{3}{2}}\left(\frac{V}{cm}\right)(eV)^{-\frac{3}{2}}}{F} \cdot v(y)\right)$$

$$\text{in } A/cm^2 \qquad (1)$$

worin die Feldstärke F in V/cm und die Austrittsarbeit ϕ in eV einzusetzen sind. t(y), v(y) sind Funktionen, deren Werte in dem hier interessierenden Bereich ihres Argumentes y nur wenig von 1 verschieden sind ($y = 3,72 \cdot 10^4 \; F / \phi$)

so stark an, daß auf Grund der entstehenden Joule'schen Wärme die Spitze schmilzt. Die Lebensdauer der Feldemissionsspitze in der beschriebenen Anordnung beträgt z. Zt. mehr als 1000 Stunden, ohne daß eine Abschaltautomatik für die Hochspannung notwendig wäre.

4.3 Der "Remolding"-Prozeß

Auf Grund des Vorhandenseins von Restgasen bedeckt sich die Oberfläche der Feldemissionsspitze nach einiger Zeit mit einer Adsorptionsschicht, was ihre Austrittsarbeit verändert. Dies wird durch ein Ausglühen der Spitze rückgängig gemacht, was gleichzeitig ein Anwachsen des Krümmungsradius der Spitze verursacht. Um nach dem Glühen wieder denselben Emissionsstrom zu erreichen, wird daher eine höhere Saugspannung benötigt. Dies hat zur Folge, da die Quellenlage vom Verhältnis Saugspannung zur Nachbeschleunigungsspannung abhängt, daß die Nachbeschleunigungsspannung ebenfalls erhöht werden muß. Durch einen Remolding-Prozeß [8] nach dem Ausglühen der Kathode wird die Geometrie der Spitze so verändert, daß sich die ursprünglichen Werte wieder einstellen lassen.

Legt man die Spitze auf eine gegenüber der ersten Elektrode positive Spannung, die Remolding-Spannung, und werden durch die Haarnadel der Kathode aus 130 µm W-Draht 12 ms dauernde Stromimpulse mit 6 A geschickt [+], so entsteht unter dem Einfluß des hohen elektrischen Feldes bei der hohen

[+] Das elektrische Schaltbild befindet sich am Schluß der Arbeit

Temperatur eine Art zweidimensionales Gas, das nach bestimmten, kristallographischen Vorzugsrichtungen orientiert den Materialtransport übernimmt, wodurch die Geometrie der Spitze verändert wird. Abb. 4 zeigt die elektronenmikroskopische Aufnahme einer typischen Spitzenform, die bei einer Remolding-Spannung von U_R = 3,3 kV entstanden ist. Wird der Remolding-Prozeß mit einer definierten Remolding-Spannung und definierten Heizimpulsen durchgeführt, so ergeben sich für die Emission ebenfalls reproduzierbar stets gleiche Emissionsströme für bestimmte Saugspannungen. In Abb. 5 wird das Prinzip des Remolding-Prozesses gezeigt. Die Kurve stellt die zu 2 µA Emissionsstrom notwendige Saugspannung in Abhängigkeit von der Remolding-Spannung dar. Beim Remolding-Prozeß ist die Spitze auf positivem Potential gegenüber der ersten Elektrode (in Abb. 5, rechts oben), während im Feldemissionsbetrieb die Spitze auf negativem Potential gegenüber der ersten Elektrode liegt (in Abb. 5 links oben).

Abb. 4: (310) orientierte W-Spitze nach dem Remolding-Prozeß

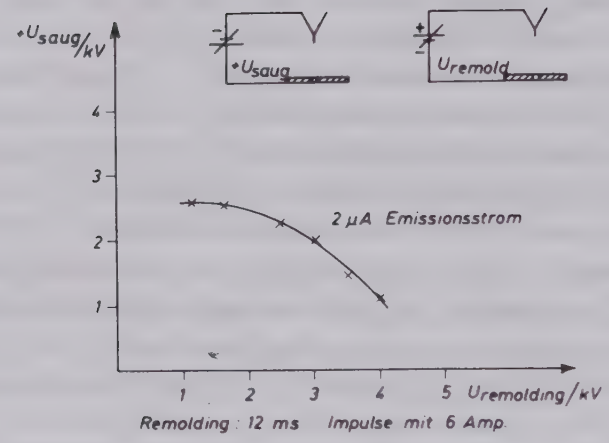


Abb. 5: Abnahme der Saugspannung bei 2 µA Emissionsstrom für steigende Remolding-Spannung

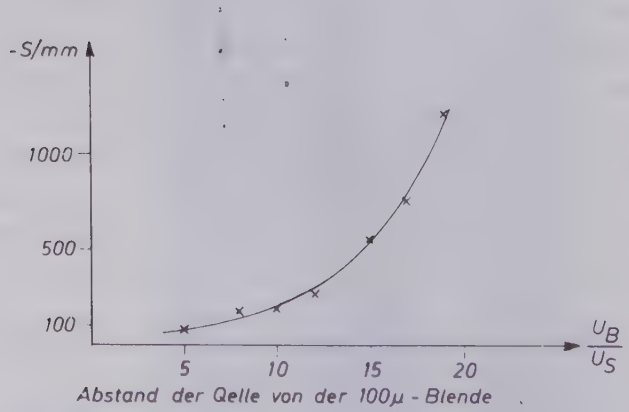


Abb. 6: Quellenlage als Funktion vom Verhältnis Beschleunigungsspannung zu Saugspannung

Die Abb. 6 zeigt den Abstand der Quelle von der 100 µm-Blende (Druckstufe) in Abhängigkeit vom Verhältnis Beschleunigungsspannung U_B zur Saugspannung U_S. Die Abstände von der 100 µm Blende wurden durch Schattenprojektionen eines 20 µm-Netzes gewonnen.

4.4 Stabilität des Sondenstromes

Die Abb. 7 zeigt den Sondenstrom I_F in Abhängigkeit von der Zeit. Der Sondenstrom wird in einem Faraday-Käfig mit Hilfe eines Picoampermeters der Firma Keithley mit angeschlossenem Schreiber, dessen Zeitkonstante $\geq \frac{1}{30}$ sec beträgt, gemessen. Der Faraday-Käfig befindet sich 500 mm entfernt von der 100 µm-Blende in der Mikroskopsäule und hat eine Öffnung von 1 mm. Die drei sich zeitlich aneinander anschließenden Diagramme wurden bei einem Gesamtemissionsstrom $I_e = 2$ µA, bei einer Saugspannung $U_S = 2,4$ kV und einer Beschleunigungsspannung von $U_B = 25$ kV geschrieben. Der Druck im Kathodenraum betrug $2 \cdot 10^{-9}$ Torr und in der Mikroskopsäule $3 \cdot 10^{-5}$ Torr. Die zunächst einsetzenden Instabilitäten z. B. nach 10 min. oder 15 min. verringern sich wieder. Nach einer bestimmten Betriebsdauer, die weit variieren kann, hier z. B. nach 26 Minuten, setzt eine Instabilität ein, welche nur durch einen neuerlichen Remoldung-Prozeß wieder rückgängig gemacht werden kann.

4.5 Einfluß des Remolding-Prozesses auf die Emission

Es wurde beobachtet, daß der Sondenstrom I_F bei konstantem Emissionsstrom I_e und gleichem Spannungsverhältnis U_B/U_S von der Remoldingspannung U_R abhängig ist. Abb. 8 zeigt diesen Zusammenhang bei verschiedenen Remoldingspannungen. Dies läßt sich durch eine Änderung des Raumwinkels erklären, in welchen die Spitze emittiert. In der Feldemissionskathode ist es nicht möglich, das Emissionspattern der Spitze zu beobachten. Um dies zu erreichen, wurde in eine UHV-Aufdampfanlage

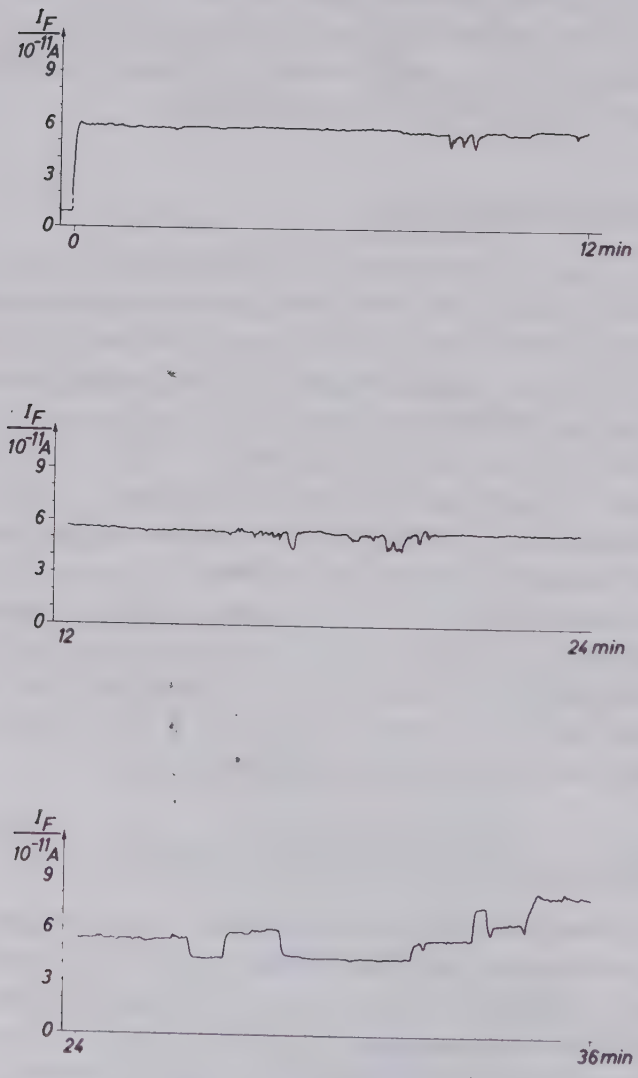


Abb. 7: Stabilität des Sondenstromes I_F

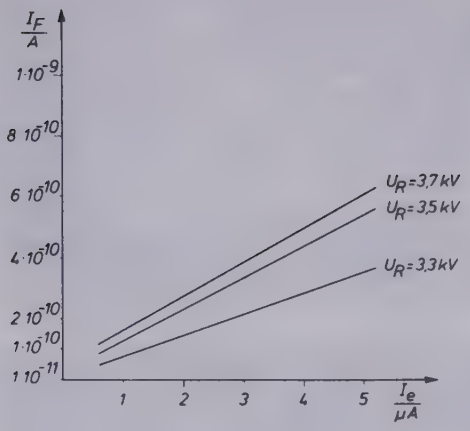


Abb. 8: Die Abhängigkeit des Sondenstromes I_F vom Emissionsstrom I_e bei verschiedenen Remolding-Spannungen

der Fa. Leybold-Heraeus eine Spitze eingebaut. Die in 100 mm Entfernung isoliert angebrachte Anode war gleichzeitig als Leuchtschirm ausgebildet. Dies ermöglichte ein gleichzeitiges Betrachten des Emissionspatterns und ein Messen des Stromes, der auf den Leuchtschirm fällt. Hierzu wurde das Picoamperemeter zwischen Leuchtschirm und Erde geschaltet. Ein angeschlossener Schreiber registrierte den Strom. In Abb. 9 sind verschiedene Emissionspattern einer Spitze wiedergegeben, die zu verschiedenen Remolding-Prozessen gehören. Im Gegensatz zu der Feldemissions-Kathode konnte aus Gründen der Hochspannungsfestigkeit hier die Remoldingspannung erhöht werden. Ebenfalls wurden die Heizimpulsdauern verändert, was einer Änderung der Spitzentemperatur entspricht. Bei allen Aufnahmen beträgt der Emissionsstrom I_e = 5 µA und der Druck $p = 8 \cdot 10^{-11}$ Torr.

Wie aus der Abb. 9 zu sehen ist, ändert sich der Raumwinkel, in den die Spitze emittiert. Da die Spitze aus einem (310) orientierten Wolfram-

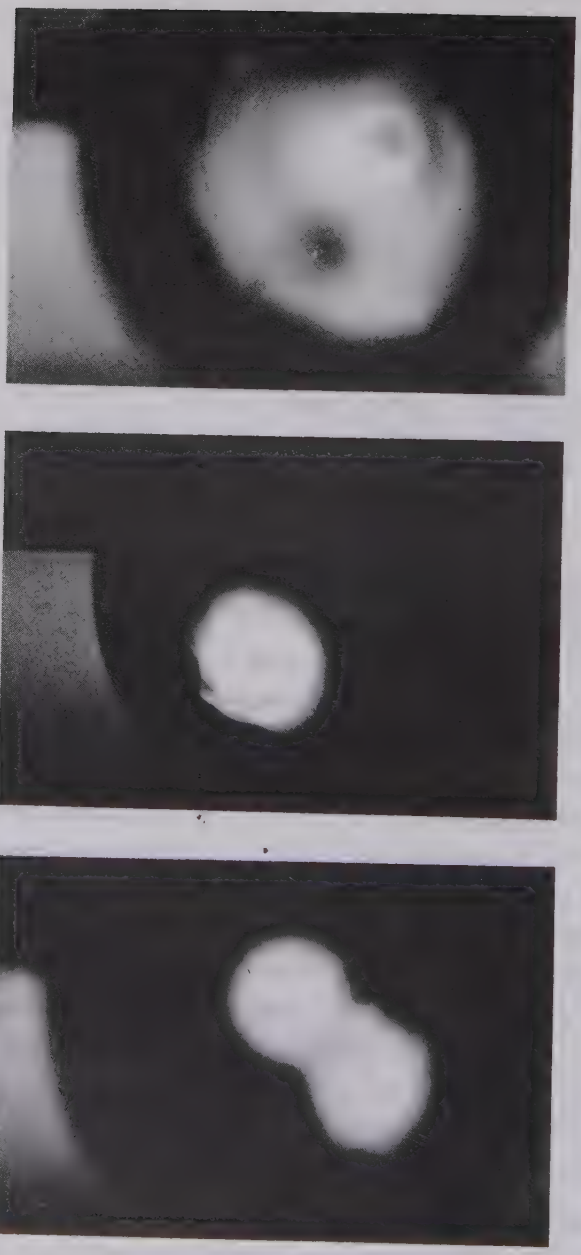
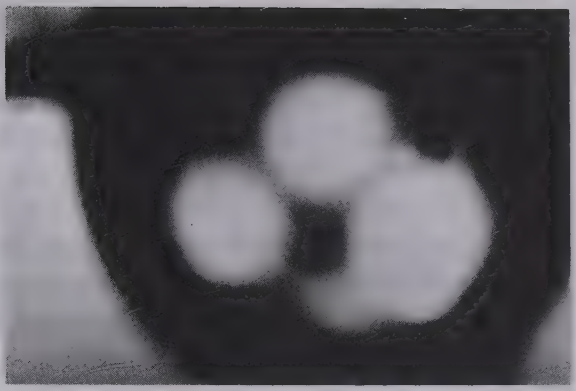
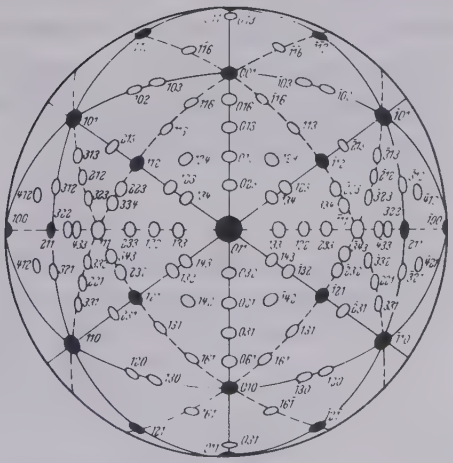


Abb. 9: Emissionsmuster bei verschiedenen Remolding-Prozessen



d



e

Abb. 9

draht besteht, läßt sich Abb. 9d indizieren. Somit wären in Abb. 9b die (130)-Fläche, in Abb. 9c die (031)-, ($\bar{1}$30)-Flächen, und in Abb. 9d die (130)-, (031)-, ($\bar{1}$30)-, (03$\bar{1}$)- Flächen die emittierenden Flächen. Die (010)-Fläche entspricht dem dunklen Fleck in Abb. 9d, der auch in der Abb. 9a zu erkennen ist. Dies ist aus der stereographischen Karte [2] in Abb. 9e abzulesen.

In Tabelle 1 sind die Parameter für den Remolding-Prozeß bei Abb. 9 eingetragen. Die Heizimpulsdauer betrug stets 21 msec und der Heizstrom durch die Haarnadel der Kathode 6 A. Für einen Remolding-Prozeß wurden durchschnittlich 10 Heizimpulse in einer zeitlichen Folge von ungefähr 0,5 sec durch die Haarnadel geschickt.

Die Gesamtstabilität S des Emissionsstromes, die aus einer Langzeitdrift und einem dieser überlagerten niederfrequenten Rauschanteil besteht, ist ebenfalls angegeben. Die Zeit t bezieht sich auf den Zeitpunkt, an dem der Remolding-Prozeß beendet ist. Im niederfrequenten Rauschanteil konnten nur Frequenzen mit $\nu \leq 30$ Hz betrachtet werden. Das Pattern a) wurde innerhalb der angegebenen Zeit wesentlich kontrastärmer, während das Pattern c) konstant blieb.

Tabelle 1:

Abb.-Nr.	9a	9b	9c	9d
U_R/kV	3,56	8,8	9,1	9,2
U_S/kV (für $I_e = 1\mu A$)	2,4	1,85	1,8	1,9
S (t in Min.)	$6 \cdot 10^{-1}$ (15 Min.)		$2 \cdot 10^{-2}$ (360 Min.)	
Rauschanteil in %	20 %		1 %	

5. Biprismainterferenzen

Eine Bestimmung des axialen Richtstrahlwertes mit dem üblichen Zweiblenden-Verfahren erschien nicht sinnvoll, weil sich die Größe der virtuellen Quelle nicht genau genug abschätzen ließ. Im Prinzip ist zwar eine Abschätzung der Quellengröße durch eine Beobachtung des Kontrastes der Interferenzstreifen im elektrostatischen Biprisma möglich. Mit zunehmender Spannung am Biprismafaden nimmt nämlich mit abnehmendem Streifenabstand auch der Kontrast ab. Aus dem Streifenabstand, bei dem der Kontrast erstmalig verschwindet, kann man dann auf die Quellengröße schließen.

Abb. 10 zeigt den Versuchsaufbau. Das Biprisma wird direkt von dem Strahlerzeugungssystem beleuchtet. Befindet sich nun der Biprismafaden auf einer schwach positiven Spannung von einigen Volt, so läßt sich aus

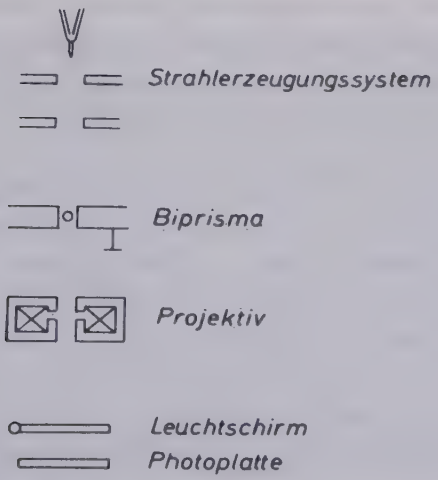


Abb. 10: Versuchsaufbau

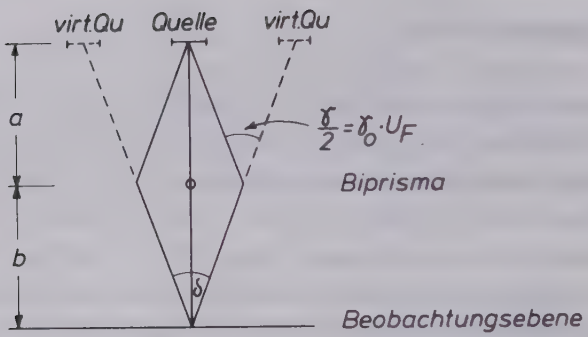


Abb. 11: Zweistrahlinterferenzen

Abb. 11 erkennen, daß die beiden von der Quelle ausgehenden Wellenfronten durch das Biprisma überlagert werden und miteinander interferieren. Werden die Wellennormalen dieser umgelenkten Wellenfronten nach hinten verlängert (gestrichelte Linien in Abb. 11), so ergeben sich zwei virtuelle Quellen. Das Interferenzfeld wird mit dem Projektiv vergrößert auf den Leuchtschirm oder die Photoplatte abgebildet. In Abb. 12a sind Elektroneninterferenzen zu einer Fadenspannung U_F = 9 V zu sehen. Abb. 12b zeigt die zugehörige Photometerkurve.

Dies Verfahren konnte jedoch nicht angewandt werden, weil die äußeren Störungen zu groß sind. So muß der Elektronenstrahl gegen magnetische Störfelder abgeschirmt und mechanische Schwingungen müssen unterdrückt werden, wozu ein umfangreicherer Umbau erforderlich ist. Während der Aufnahmen herrscht im Labor ein magnetisches Störfeld der Größe $1 \cdot 10^{-4}$ A/cm. Hauptursache für die Störung dürfte die Ionengetterpumpe selbst sein. Die acht Kathoden, welche Elektronen für die Ionenpumpe durch Glühemission erzeugen, werden durch einen Tyristor gesteuerten Heizstrom von 20 A und 100 Hz versorgt und liegen ungefähr 40 cm von der Spitze entfernt. Werden die Ströme der einzelnen Katho-

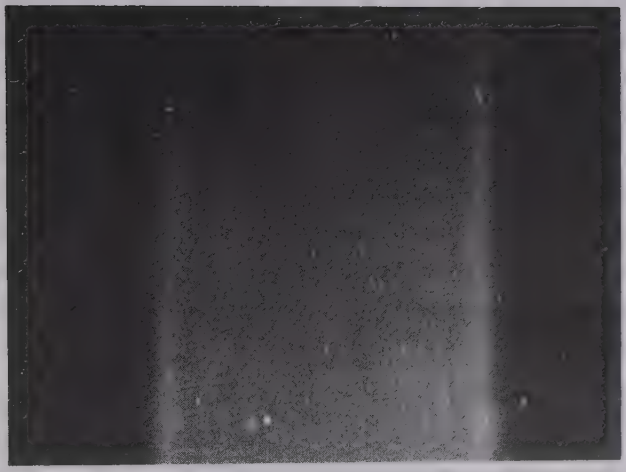


Abb. 12 a: Interferenzstreifen

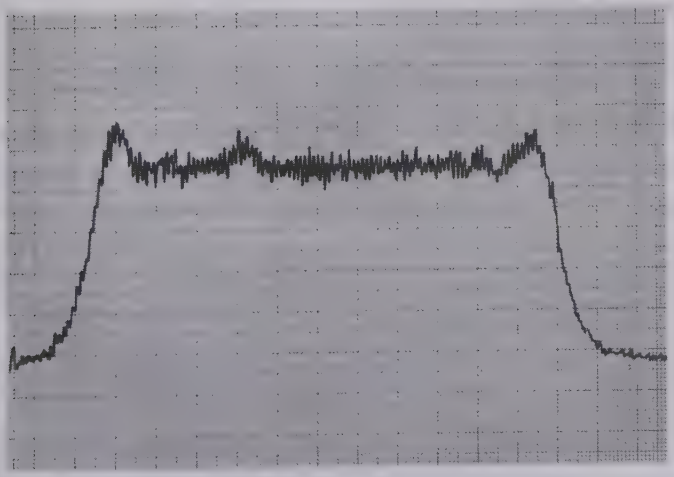


Abb. 12 b: Photometerkurve zu Abb. 12 a

den als Kreisströme mit dem Radius R = 1 cm aufgefaßt, so lassen sich magnetische Dipole berechnen. Diese erzeugen, falls keine magnetische Abschirmung angenommen wird, am Ort der Spitze ein Störfeld $H = 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{A}{cm}$. Diese Größenordnung wurde durch eine Messung bestätigt. Die elektrische Steuerung der Ionengetterpumpe konnte nun so umgebaut werden, daß die Kathoden während der Aufnahme durch Gleichströme aus Akkumulatoren versorgt werden, ohne daß beim Umschalten auf Gleichstrom die elektrische Steuerung der Pumpe diese abschaltet. Die Größe des Störfeldes der Pumpe ist damit unter den Betrag des Störfeldes im Labor gesunken.

Mit dem mechanischen Schwingungsaufnehmer der Fa. HBM wurde ermittelt, daß der Fußboden des Laboratoriums gegen 3 Uhr bei ruhiger Witterung 4 bis 5 µm mit einer Frequenz von ungefähr 1 Hz schwankt. Dies ändert sich während des Tages kaum. Lediglich Schwingungen mit höheren Frequenzen z. B. 100 Hz nehmen tagsüber zu. Diese sind aber gegenüber den Schwingungen von 1 Hz vernachlässigbar.

6.1 Energieverteilungen von Feldelektronen bei Raumtemperatur

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, ist neben dem hohen Richtstrahlwert besonders die geringe Energiebreite der Feldemission hervorzuheben, wodurch der Farbfehler elektronenoptischer Linsen weniger zum Tragen kommt. Die Abb. 13 zeigt den Versuchsaufbau zur Energieanalyse. Unterhalb des Strahlerzeugungssystems befindet sich wahlweise eine elektrostatische Linse oder ein Spalt, der zu einer eventuell notwendigen Aperturbegrenzung dient. Das Strahlerzeugungssystem liefert ein virtuelles Quellenbild ohne einen Überkreuzungspunkt. Die elektrostatische Linse erzeugt einen cross-over. Als Energiespektrometer dient der aus einer elektrostatischen Einzellinse und einem justierbaren Feinspalt bestehende Möllenstedt-Analysator [10], der aus Intensitäts- und Auflösungs-

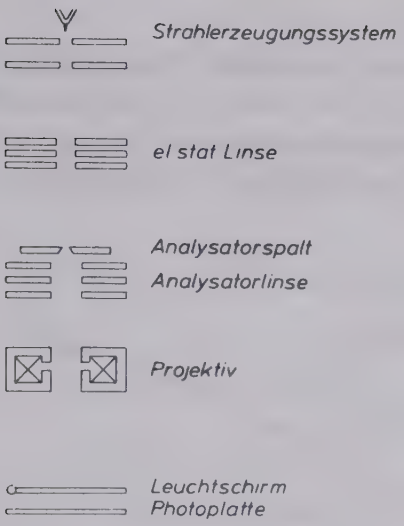


Abb. 13: Versuchsaufbau

gründen im Kaustikstrahlengang [11] betrieben wird. Seine Auflösung beträgt bei einer Beschleunigungsspannung von 20 bis 22 kV etwa 20 mV [12]. Die Mittelelektrode der Analysatorlinse liegt auf Kathodenpotential. Eine zusätzliche Spannungsquelle liefert die für die Energieeichung des Spektrums notwendigen Eichspannungen. Ein magnetisches Projektiv zwischen Analysator und Photoplatte erhöht die Energiedispersion. Bei den Aufnahmen erreichte die Dispersion Werte, die zwischen 0,3 und 1,7 mm/eV lagen. Die Photoplatten wurden photometrisch ausgewertet.

Die Energieverteilung hängt vom Emissionsstrom, von der Temperatur und von der Feldstärke ab [7, 13, 14]. Zunächst wurde die Energieverteilung in Abhängigkeit vom Emissionsstrom gemessen. Weil es sich um eine virtuelle Quelle handelt und die Sondenlage (vgl. Abb. 6) abhängig ist vom Verhältnis der Beschleunigungs- zur Saugspannung, ist es für spätere Anwendungen sinnvoll, die Sonde mit einem Kondensor auf den jeweils erforderlichen Arbeitsabstand zu bringen. Dies hätte einen

cross-over und damit eine mögliche Energieverbreiterung auf Grund des Boersch-Effektes [16] zur Folge. In Abb. 14 ist die Energiehalbwertsbreite bei Raumtemperatur in Abhängigkeit vom Emissionsstrom I_e mit und ohne cross-over aufgetragen. Kreuze entsprechen Meßpunkten ohne

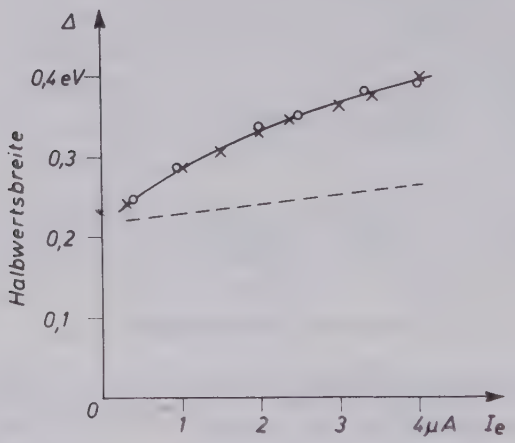


Abb. 14: Experimentelle (——) und theoretische (---) Halbwertsbreite in Abhängigkeit vom Emissionsstrom I_e

Linse, Kreise entsprechen Meßpunkten mit Linse. Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnte kein Unterschied festgestellt werden, d.h. daß die Verwendung einer Kondensorlinse keine zusätzliche Energieverbreiterung hervorruft. Zunächst läßt sich eine Energieverbreiterung mit dem Anwachsen des Emissionsstromes I_e erkennen. Das Ändern des Emissionsstromes wird durch Variation der Saugspannung V_s zwischen Spitze und erster Anode erreicht. Eine experimentelle Energieverteilungskurve ist in Abb. 15 a dargestellt. Sie wurde bei einem Emissionsstrom von 0,3 μA aufgenommen und hat eine Energiehalbwertsbreite von $\Delta = 0,24$ eV. Um nun dieses experimentelle Ergebnis mit der theoretisch erwartenden

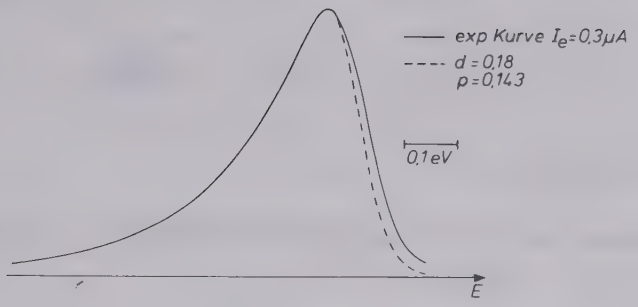


Abb. 15 a: Experimentelle Energieverteilungskurve für I_e = 0,3 μA;
gestrichelte Kurve: Theoretische Verteilung für d = 0,18 eV und Raumtemperatur

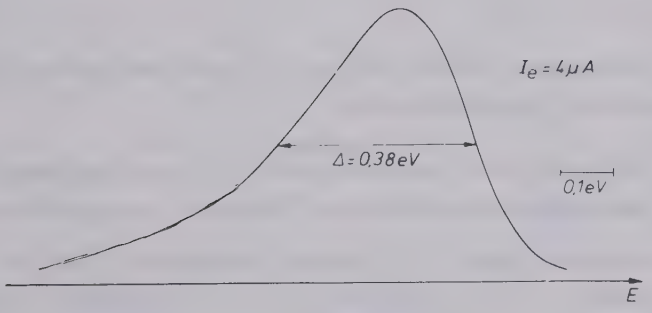


Abb. 15 b: Experimentelle Energieverteilungskurve für I_e = 4 μA

Energieverteilungen zu vergleichen, wird eine Formel nach Young [14] benützt.

$$I_e = I_o \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{d} \cdot \frac{e^{\varepsilon/d}}{\frac{\varepsilon}{p \cdot d} + 1} \qquad d\varepsilon = I_o \frac{\pi p}{\sin(\pi p)} \tag{2}$$

mit $$d = \frac{9{,}76 \cdot 10^{-9} F}{\sqrt{\phi}} \quad \text{in eV} \tag{3}$$

Die Bildkraftkorrektor $t(y) \approx 1$ wird hier vernachlässigt (s. Abschn. 4.2)

wobei $p = \frac{k T}{d} < 1$

T = Temperatur

F = elektrische Feldstärke in V/cm

ϕ = Austrittsarbeit in eV

I_o = Fowler-Nordheim-Strom für $T = 0$ K

Bei der Ableitung dieser Formeln wurde eine Fermi-Dirac-Verteilung für die Elektronen angenommen. Frühere Autoren [2] haben gezeigt, daß die Tunnelwahrscheinlichkeit eines Elektrons mit der Normalenergie $W \approx \xi$ durch den Potentialwall gegeben ist durch

$$D(W) \sim e^{(W-\xi)/d} \tag{4}$$

mit ξ = Fermienergie. Der Potentialwall ist durch das angelegte elektrische Feld und die Bildkraft gegeben.

Gleichung 2 liefert für ein vorgegebenes p ein bestimmtes Verhältnis von Δ/d (Δ = Energiehalbwertsbreite), was in Abb. 16 a dargestellt ist.

Diese Darstellung erlaubt für eine gewählte Temperatur T, z. B. für $T = 300$ K in Abb. 16 b die Abhängigkeit Δ von d zu bestimmen. Zusätzlich ist auf der Abszisse die Feldstärke F aufgetragen, die bei einer Austrittsarbeit von Wolfram $\phi = 4{,}4$ eV dem jeweiligen d entspricht. Wird nun wie in Abb. 14 der Emissionsstrom dadurch verändert, daß die Spannung zwischen Spitze und 1. Anode verändert wird, so ändert sich die

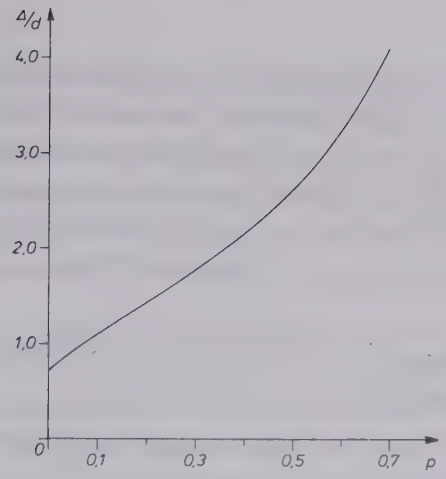


Abb. 16 a

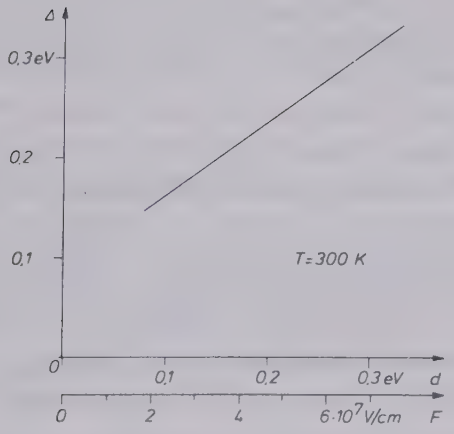


Abb. 16 b

Abb. 16: a) Δ/d in Abhängigkeit von p

b) Halbwertsbreite Δ in Abhängigkeit von d für T = 300 K;
unterer Abszissenmaßstab: Feldstärke F für eine Austrittsarbeit von ϕ = 4, 4 eV

Feldstärke. Diese Feldstärkenänderung bringt nach Abb. 16b eine fast lineare Änderung der Halbwertsbreite. Will man nun die experimentelle Energieverteilungskurve mit einer theoretischen Verteilung vergleichen, so ergibt sich in den Energieverteilungskurven eine gute Übereinstimmung, wenn für die theoretische Kurve (in Abb. 15a gestrichelt gezeichnet) bei einer angenommenen Temperatur T = 300 K d = 0,18 eV gewählt wird.
Geht man mit diesem d-Wert in Gleichung (3), so erhält man mit ϕ = 4,4 eV für die Feldstärke $F = 4 \cdot 10^7$ V/cm.

Die experimentell bekannten Saugspannungen U_S, die bestimmten Emissionsströmen I_e entsprechen, liefern Feldstärken nach

$$F = \beta \cdot U_S \qquad (5)$$

Mit $F = 4 \cdot 10^7$ V/cm und U_S = 2400 V erhält man für $\beta = 16,5 \cdot 10^3 \text{cm}^{-1}$.
Durch diesen β-Wert ist jetzt jedem Emissionsstrom I_e durch die ihm entsprechende Saugspannung U_S eine Feldstärke F zugerechnet und somit eine Energiehalbwertsbreite Δ, wie sie in Abb. 14 gestrichelt eingezeichnet ist. Abb. 14 zeigt, daß die Halbwertsbreite mit dem Emissionsstrom I_e stärker zunimmt als nach der Theorie zu erwarten ist. Abb. 15b zeigt eine Energieverteilungskurve für $I_e = 4\,\mu A$ mit einer Halbwertsbreite von 0,38 eV. Aus Abb. 14 würde sich jedoch für $I_e = 4\,\mu A$ eine theoretische Halbwertsbreite Δ = 0,25 eV ergeben. Für diese Abweichung würden sich zunächst zwei Möglichkeiten anbieten.

1. Die Elektronenquelle ist zu groß.
2. Die Stabilität der Hochspannung ist nicht ausreichend.

Die erste Möglichkeit scheidet aus, da die Quelle mit Hilfe der Linse verkleinert wurde und sich kein Einfluß zeigte.

Die zweite Möglichkeit wurde durch einen Versuch ausgeschlossen. Hierzu wurde der Saugspannung mittels eines Wagnerschen Hammers eine Wechselspannung von 1,2 Volt und 200 Hz überlagert. Wie nach dem elektrostatischen Prinzip zu erwarten war, zeigte sich keine Änderung der Energieverteilungskurven.

Andere Autoren erhielten bei T = 300 K gute Übereinstimmungen zwischen der gemessenen Energiehalbwertsbreite von Feldemissionselektroden aus Wolframspitzen und den nach der Young-Formel berechneten Werten, z. B. für die Emission der (321)- und (411)-Flächen [16]. Abweichungen für die (310), (211)- und (611)-Richtungen liegen unter 0,05 eV [7], ebenso für die (310)-, (610)- und (210)-Richtungen [17].

Es können sich auch größere Abweichungen in den Energieverteilungskurven gegenüber der Formel (2) ergeben, denn das dort bei der Ableitung zugrundegelegte Modell des freien Elektronengases berücksichtigt nicht die Bandstruktur des Emitters, Oberflächenzustände, Vielteilcheneffekte sowie Auswirkungen von Adsorptionsschichten. Für die Emission in (110)-Richtung wurde z. B. bei T = 300 K eine Halbwertsbreite von 0,4 eV bei einem theoretischen Wert von 0,2 eV gemessen [7]. Je nach Emissionsfläche sind Abweichungen der Meßwerte von denen, die nach (2) berechnet werden, zu erwarten. Es läßt sich damit jedoch nicht die vom Emissionsstrom I_e abhängige Verbreiterung der Energieverteilungen nach Abb. 14 erklären.

6.2 Energieverteilung in Abhängigkeit von der Spitzentemperatur

In Abb. 17 ist für 3 Werte von d die Halbwertsbreite Δ in Abhängigkeit von der Spitzentemperatur T nach der Formel (2) aufgetragen. Konstantes d heißt erstens, daß die Feldstärke konstant bleibt, was konstanter Spitzengeometrie entspricht, und zweitens, daß die Austrittsarbeit konstant bleibt.

Die Restgasbelegung kann aber durch die Temperatur eine Änderung erfahren und damit auch die Austrittsarbeit. Ebenfalls verrunden sich die Spitzen bei steigender Temperatur, was ein Abnehmen der Feldstärke bedingt. Dies konnte experimentell beobachtet werden. In Abb. 17 ist eine Versuchsreihe, in der Δ über der Spitzentemperatur aufgetragen

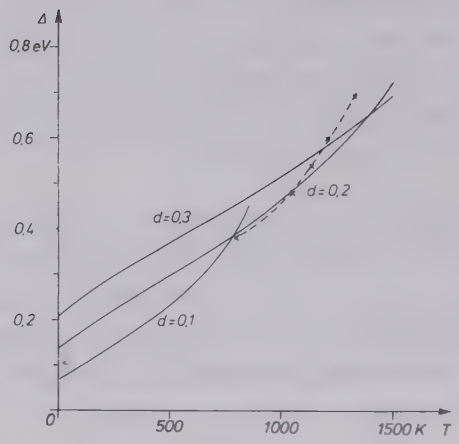


Abb. 17: Theoretische Halbwertsbreite Δ in Abhängigkeit von der Temperatur für d = 0,1; 0,2 und 0,3 eV
----: experimentelle Kurve bei konstanter Saugspannung V_s

ist, gestrichelt eingezeichnet. Die Temperatur wurde mit Hilfe eines Pyrometers am Haarnadelschaft gemessen. Bei Raumtemperatur wurde zunächst ein Emissionsstrom I_e = 0,7 μA eingestellt. Bei einer konstanten Saugspannung von 2,25 kV wurde dann der Heizstrom durch die Haarnadel erhöht. Wie nach Formel (4) zu erwarten ist, steigt der Emissionsstrom an und erreichte 1,2 μA bei 1200 K. Ein weiteres Erhöhen des Heizstromes reduzierte den Emissionsstrom, was auf einem Verrunden der Spitze beruht. Bei 1550 K ging I_e praktisch auf 0 zurück. Nun wurde die Saugspannung so weit erhöht, bis wieder ein Emissionsstrom von 0,7 μA eintrat, wozu jetzt eine Saugspannung von 2,8 kV gehörte. Diese Energieverteilungskurve, die etwa p = 0,7 entspricht, ist in Abb. 18 dargestellt. Eine physikalisch interessante Verteilung ist die symmetrische Energieverteilungskurve Abb. 19 mit p = 0,5 , die bei T = 1200 K eintrat.

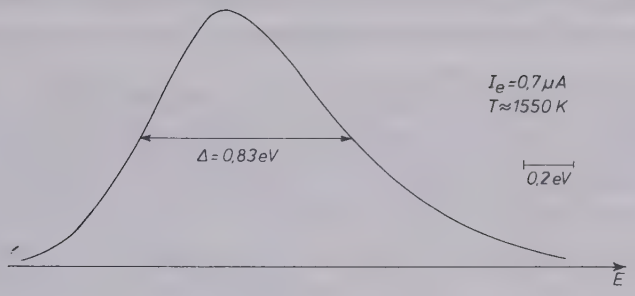


Abb. 18: Energieverteilungskurve bei T = 1550 K

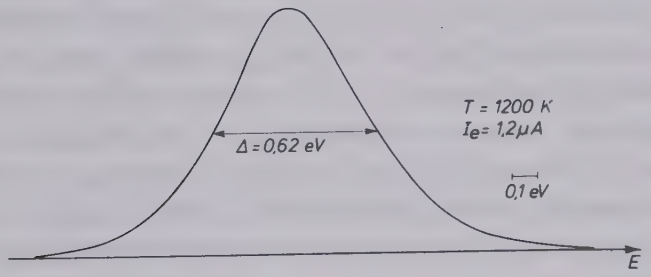


Abb. 19: Energieverteilungskurve bei T = 1200 K

Werden z. B. Elektronen mit einer durchschnittlichen Energie $\overline{E}$ emittiert und sei $\overline{E'}$ die durchschnittliche Energie der Leitungselektronen im Emitter, so wird eine Energie

$$\overline{\varepsilon} = \overline{E} - \overline{E'}$$

an das Gitter der Kathode abgegeben. Je nach der Temperatur ändert

sich $\bar{\varepsilon}$ und wird positiv oder negativ. Dies bedeutet ein Erwärmen (Feldemissionswärme) oder ein Abkühlen des Emitters. In der symmetrischen Verteilung in Abb. 19 werden diese beiden Effekte bei der Inversionstemperatur T^{x} [18] voneinander getrennt.

Bemerkenswert ist eine Zunahme der Energiehalbwertsbreite von dem Zeitpunkt ab, an dem der Remolding-Prozeß beendet ist. Je höher die Remolding-Spannung gewählt wird, und je höher der Emissionsstrom ist, desto kürzer werden die Zeitabstände, in denen sich die Energiehalbwertsbreiten um einen bestimmten Betrag erhöhen. Bei einem Emissionsstrom von 4 µA dauert es im Mittel 30 Minuten bis sich die Energiehalbwertsbreite von 0,38 auf 0,45 eV erhöht.

So erhöht sich die Energiehalbwertsbreite bei 1 µA von 0,29 eV im Mittel in 30 Min auf 0,31 eV. Wird die Spitze bei einer Temperatur von 800 K betrieben, so läßt sich bei einem Emissionsstrom von 1 µA innerhalb 30 Min kein Anwachsen der Energiehalbwertsbreite feststellen. Ein Grund für die Vergrößerung der Energihalbwertsbreite scheint sich auf einer Oberflächenbelegung, die vom Restgas herrührt, zu stützen. Nach Beobachtungen erfolgt dieser Erhöhung der Energiehalbwertsbreite nicht kontinuierlich, sondern setzt plötzlich ein. Sie scheint parallel mit einer spontan einsetzenden Instabilität des Sondenstromes Abb. 7 zu gehen, was mit diesem Versuchsaufbau nicht bewiesen werden kann, da ein gleichzeitiges Messen von Sondenstrom und Energiehalbwertsbreite nicht möglich ist.

Für eine konventionelle Anwendung der Feldemissionskathode zur Hochauflösung im Elektronenmikroskop ist diese Zunahme der Halbwertsbreite zu beachten, falls man Intensitätsschwankungen in Kauf nehmen kann.

7. Zusammenfassung

Das in dieser Arbeit vorgestellte Elektronenstrahl-Erzeugungssystem mit Feldemissionskathode ((310)-orientierte Wolframspitze) arbeitet bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-9}$ Torr mit 30 kV Elektronen und besitzt eine virtuelle Quelle. Eine einzige Druckstufe trennt das Ultrahochvakuum gegen das Hochvakuum ab. Ein Schiebeventil mit Vitondichtung ermöglicht das Belüften der Mikroskopsäule ohne Einfluß auf das Ultrahochvakuum. Die Stabilität der Feldemission hängt weitgehend davon ab, wie der Remolding-Prozeß durchgeführt wurde. Die Energiehalbwertsbreite steigt mit dem Emissionsstrom I_e, so daß bei $I_e = 0,3\,\mu A$ $\Delta = 0,24$ eV und bei $I_e = 4\,\mu A$ $\Delta = 0,4$ eV beträgt. Bei wachsender Spitzentemperatur steigt die Halbwertsbreite erwartungsgemäß an und beträgt z. B. bei $T = 1200$ K und $I_e = 1,2\,\mu A$ $\Delta = 0,62$ eV.

Bei Herrn Prof. Dr. R. Speidel bedanke ich mich für die Anregung und die Betreuung dieser Arbeit, sowie für viele klärende Diskussionen. Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt bin ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und für apparative Unterstützung dankbar. Herrn Prof. Dr. K. H. Gaukler danke ich für die theoretischen Energieverteilungskurven in den Abb. 15, 16 a, 17 a, b und 18 und das Überlassen des Energieanalysators. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für apparative und finanzielle Unterstützung Dank gesagt. Der Mechanischen Werkstatt des Instituts für Angewandte Physik bin ich für korrekte Ausführungen von Werkstattaufträgen zu Dank verpflichtet.

8. Literatur

1 Crewe A.V., Eggenberger D.N., Wall J. und Welter L.J., Rev. Sci. Instrum. 39 (1968) 576

2 Good jr. R.H. and Müller E.W., Handbuch der Physik 21 (1956) 176

3 Veneklasen L.H., Optik 36 (1972) 410 - 433

4 Tonomura A., J. of Electr. Micr. VOL. 22, No. 2 (1973) 144 - 147

5 Swann D.J. und Kynaston D., Proc. Sixth Annual SEM (1973) 57 - 64

6 Munro E., Proc. Fifth Europ. Congr. on Electr. Microscopy (1972) 22 - 23

7 Swanson L.W., Crouser L.C., Phys. Rev. 163 (1967) 622

8 Soklovskaia, I.L., Soviet Phys.-Tech. Phys. (English Translation) 26 (1956) 1147

9 Möllenstedt G. und Düker H., Z. Phys. 145 (1956)

10 Möllenstedt G., Optik 5 (1949) 499

11 Dietrich W., Z. Physik 151 (1958) 519

12 Gaukler K.H., Z. Physik 196 (1966) 85

13 Dolan W.W. and Dyke W.P., Phys. Rev. 95 (1954) 327

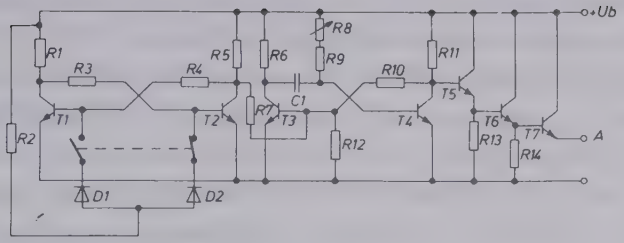
14 Young R.D., Phys. Rev. 113 (1959) 110

15 Boersch H., Z. Physik 139 (1954) 115

16 Van Oostrum A.G.J., Philips Research Rep. Suppl. 1 (1966)

17 Czyzewski J.J., Surface Sci 33 (1972) 589; ibid. 39 (1973) 1

18 Swanson L.W., Crouser L.C. and Charbonnier F.M., Phys. Rev. 151 (1966) 327



Widerstände in kΩ	
R1	1, 5
R2	1
R3	10
R4	10
R5	1, 5
R6	1, 5
R7	10
R8	100
R9	1
R10	10
R11	33
R12	1, 5
R13	1
R14	0, 1

Kondensator

C	200 nF

Dioden

D1, D2	1N4148

Transistoren

T1	BC 107
T2	BC 107
T3	BC 107
T4	BC 107
T5	BSY 54
T6	BD 106
T7	2N 3055

Lebenslauf

Am 26. April 1941 bin ich in Göppingen geboren. Mein Vater Friedrich Vorster und meine Mutter Inge Vorster geb. Stark zogen 1944 mit uns vier Kindern von unserem damaligen Wohnsitz Stuttgart-Degerloch nach Wankheim Kreis Tübingen. Dort übernahm mein Vater das Pfarramt. Nach dem Besuch der Volksschule in Mähringen war ich Schüler des Kepler-Gymnasiums in Tübingen. An die Mittlere Reife anschließend begann ich eine Lehre als Rundfunk- und Fernsehmechaniker im Institut Dr. Förster in Reutlingen, das Geräte zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung herstellt. Hier wurde mein Interesse auf die Physik gelenkt. Nach meiner Gesellenprüfung bekam ich in der Konstruktionsabteilung des Institutes Dr. Förster eine Praktikantenausbildung als Technischer Zeichner und Konstrukteur. 1959 zogen wir nach Nürtingen, wo mein Vater Dekan wurde. Vom Herbst 1963 ab war ich Schüler an der Oberstufe der Technischen Oberschule Stuttgart, an der ich 1965 das Technische Abitur ablegte. Daran anschließend studierte ich ein Semester Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart. Im Sommer-Semester 1966 immatrikulierte ich mich an der Universität Tübingen für Physik und trat nach dem Vordiplom im Herbst 1968 in das Institut für Angewandte Physik ein. Unter Prof. Dr. R. Schief arbeitete ich an meiner Diplomarbeit mit dem Thema: "Fernsehsteuerung für einen Elektronenstrahl-Mikroschreiber mit langsamer Zeilen- und einmaliger Bildablenkung". Unmittelbar nach meiner Diplom-Hauptprüfung, die im Dezember 1971 stattfand, begann ich im Januar 1972 im Institut für Angewandte Physik unter Prof. Dr. R. Speidel mit der vorliegenden Dissertation: "Entwicklung eines einfachen Elektronenstrahlerzeugungssystems mit Feldemissionskathode und die Untersuchung der charakteristischen Eigenschaften dieser Anordnung". Sie wurde im Rahmen eines Forschungsauftrages der Deutschen Forschungsgemeinschaft unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. R. Speidel durchgeführt und im Dezem-

ber 1974 abgeschlossen.

Ich bin seit dem 23. Mai 1969 mit Gudrun Vorster geb. Hahn verheiratet und habe zwei Kinder: Katrin, geb. am 25. 9. 1970, und Simon, geb. am 7. 8. 1972. Zum 1. Oktober 1974 wurde ich vom Kultusministerium Baden-Württemberg als Referent für die neu im Lande gegründeten Berufsakademien abgeordnet.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren:

In Mathematik: Betsch, Reimer , Schaefer, Schweizer, Wieland, Wolf, Zeller.

In Physik: Auwärter, Bartl, Baumann, Braunbek, Dachs, Gaukler, Höhn, Jönsson, Kasper, Krüger, Lenz, Mack, Möllenstedt, Mühleisen, Schief, Seiler, Sommer, Speidel, Stumpf, Wahl, Wildermuth, Wittern.

In Chemie: Bues, Müller, Rüdorff.